



TITLE:

# Heisenberg強磁性体の表面磁化

AUTHOR(S):

神, 康晴

---

CITATION:

神, 康晴. Heisenberg強磁性体の表面磁化. 物性研究 1977, 28(2): 17-23

ISSUE DATE:

1977-05-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/89358>

RIGHT:

## Heisenberg 強磁性体の表面磁化

神大・理 神 康 晴

(4月18日受理)

## § 1. 序

スピン間にハイゼンベルグ型交換相互作用がある強(反強)磁性体の表面近くのスピン<sup>o</sup>の長さは、特に高温では、内部スピンのものと違っているであろうことは容易に想像される。表面スピンの長さに関する実験は、Palmberg et al.<sup>1)</sup> (NiO), Sattler-Siegman<sup>2)</sup> (EuO) らによってなされた。一方、スピンの長さについての理論的研究は、Binder-Hohenberg<sup>3)</sup>, Takeda-Fukuyama<sup>4)</sup> らによって行われている。Sattler らによると、表面スピンの長さ  $\langle S \rangle_s$  は  $T = 0.13T_c$  では  $0.5S$  位に縮んでいて、磁場をかけるとそれに比例して増大することが判っている。一方、Takeda らは分子場近似を用いて表面スピンの大きさを計算しているが、 $\langle S \rangle_s$  は上記の温度で殆んど飽和していて  $S$  に近い。このように理論と実験は一致していない。彼等<sup>4)</sup> は、表面近傍のスピン間の交換積分  $J_s$  は内部のそれ ( $J$ ) と同じであると仮定した (Free surface model) が、現実の物質では  $J_s$  が  $J$  と違っている可能性がある。mills et al.<sup>5)</sup> は、表面内の交換積分が反強磁性的であるとして、スピンの温度変化、表面スピン波スペクトル等を計算している。

ここでの研究の目的は、 $J_s$  が  $J$  と異るとき、表面スピンの温度変化がどのような振舞いを示すかを理論的に調べることである。数学的方法としては分子場近似を用いる。又、簡単の為に体心立方 (b.c.c.) 格子を考えた。

我々は又、二種類の強磁性体が重なっているとき、その境界近傍のスピン<sup>o</sup>の温度変化を計算する。この場合、低温では境界付近に局在する表面スピン波 (境界スピン波) のうち音響モードは存在しにくく、光学モードは存在し易いことが判っている。<sup>5)</sup> 音響型境界波は低温では存在しないが、高温では存在するという可能性がある。しかし、この論文では境界波は取り扱わず、その準備としてスピンの温度変化のみを計算する。

## § 2. 表面磁化

分子場近似では、表面から  $n$  番目の層のスピン  $\langle S \rangle_n (=S \cdot u_n)$  は、

神 康晴

$$u_n = B_s(x_n) \quad (1)$$

で与えられる。(表面は第1層とする)ここで,

$$x_n \equiv \frac{ZJ S^2}{k_B T} (u_{n-1} + u_{n+1}) \quad (2)$$

キュリー温度  $T_c = 2ZJ S(S+1)/k_B$  を用いると,

$$x_n = \frac{T_c}{T} \frac{3S}{S+1} \frac{u_{n-1} + u_{n+1}}{2} \quad (2')$$

と書ける。 $n \rightarrow \infty$  での  $u_n$  を  $u_b$  と書くことにし,

$$\Delta_n \equiv u_b - u_n \quad (3)$$

で  $\Delta_n$  を定義する。 $n \rightarrow$  大で  $\Delta_n \rightarrow$  小を考えて, (3) を (1) に用いて変形すると,

$$\Delta_n = \frac{1}{a} \frac{\Delta_{n-1} + \Delta_{n+1}}{2} \quad (4)$$

を得る。但し,

$$\frac{1}{a} \equiv \frac{T_c}{T} \frac{3S}{S+1} B'_s \left( \frac{T_c}{T} \frac{3S}{S+1} u_b \right) \quad (5)$$

(4) を解くと,

$$\Delta_n = C \cdot e^{-\lambda \cdot n} \quad (6)$$

と与えられる。ここで,

$$\lambda \equiv \cosh^{-1} a \quad (7)$$

$c$  は  $u_n$  に関する表面での式, 即ち,

$$u_2 = B_s \left( \frac{T_c}{T} \frac{3S}{S+1} \frac{\alpha u_1 + u_3}{2} \right) \quad (8-1)$$

$$u_s \equiv u_1 = B_s \left( \frac{T_c}{T} \frac{3S}{S+1} \frac{\alpha u_2}{2} \right) \quad (8-2)$$

が満足するように定められる。ここで,

$$\alpha \equiv J_s/J \quad (9)$$

(6) 式は  $n \rightarrow \infty$  のときの式であるが、実際の計算は、 $u_1, u_2, u_3, \dots$  についての (1) 式、及び (8) 式をすべて満すように、 $u_1, u_2, u_3, \dots$  を数値的に求めた。 $u_s$  の温度変化を第 1-1 図 ( $S=1/2$ ) と第 1-2 図 ( $S=\infty$ ) に示す。又、第 2 図に  $u_1, u_2, \dots, u_{10}$  を  $T=0.6 T_c, 0.9 T_c$  について示す。

予想通り  $\alpha = J_s/J$  が小さいとき  $u_n$  の温度変化は激しい。又、 $T_c$  近傍では、 $u_n$  は  $|T - T_c|$  に比例していることが見られる。

f.c.c. 強磁性体については計算を行っていないが、表面内の交換積分。表面と第二層間の交換積分が内部のそれに比べて小さいと仮定すると、 $u_s$  の低温での温度変化は内部のそれに比べて激しいであろうことが予想される。

### § 3. 二種類の結晶を重ねたときの磁化

(1,0,0) 面を持った二つの b.c.c. 結晶 (A と B) が接合された結晶を考える。A, B のキュリー温度を夫々  $T_A, T_B$  とし、 $T_A=0.3 T_B$  とする。簡単の為にスピンの

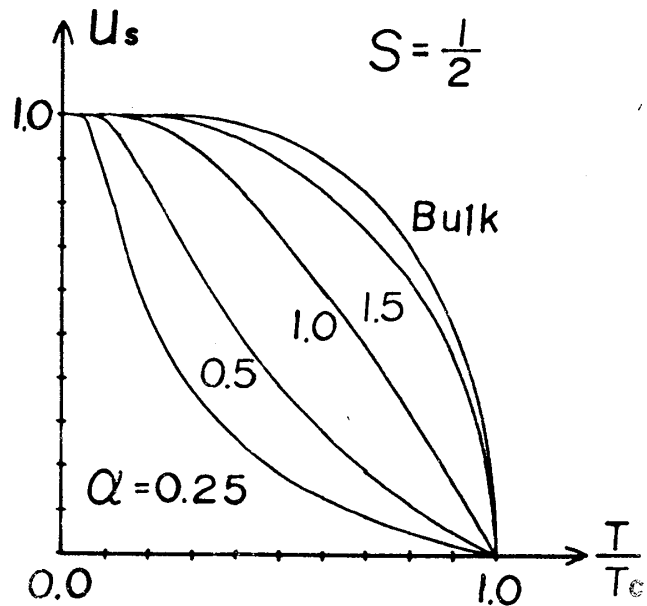


図 1-1

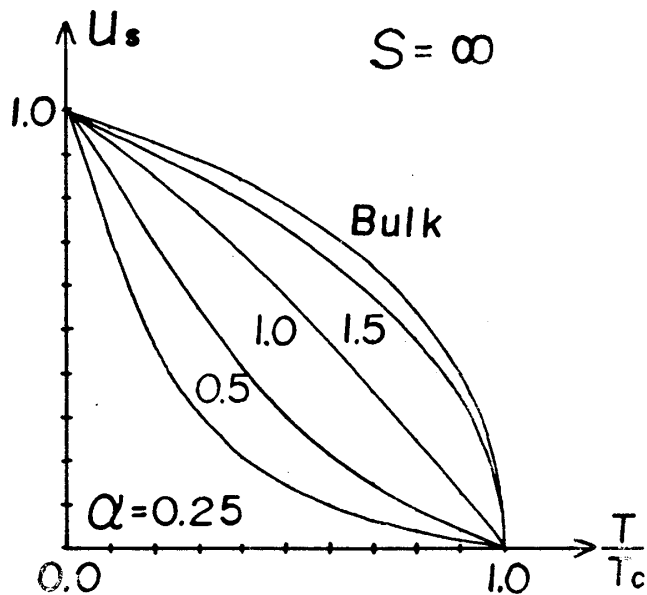


図 1-2

表面スピン磁化  $u_s$  と温度の関係。

$\alpha = J_s/J$  を 0.25, 0.5, 1.0, 1.5 にとったときの結果を  $S=1/2, \infty$  について、Bulk の磁化と共に示す。

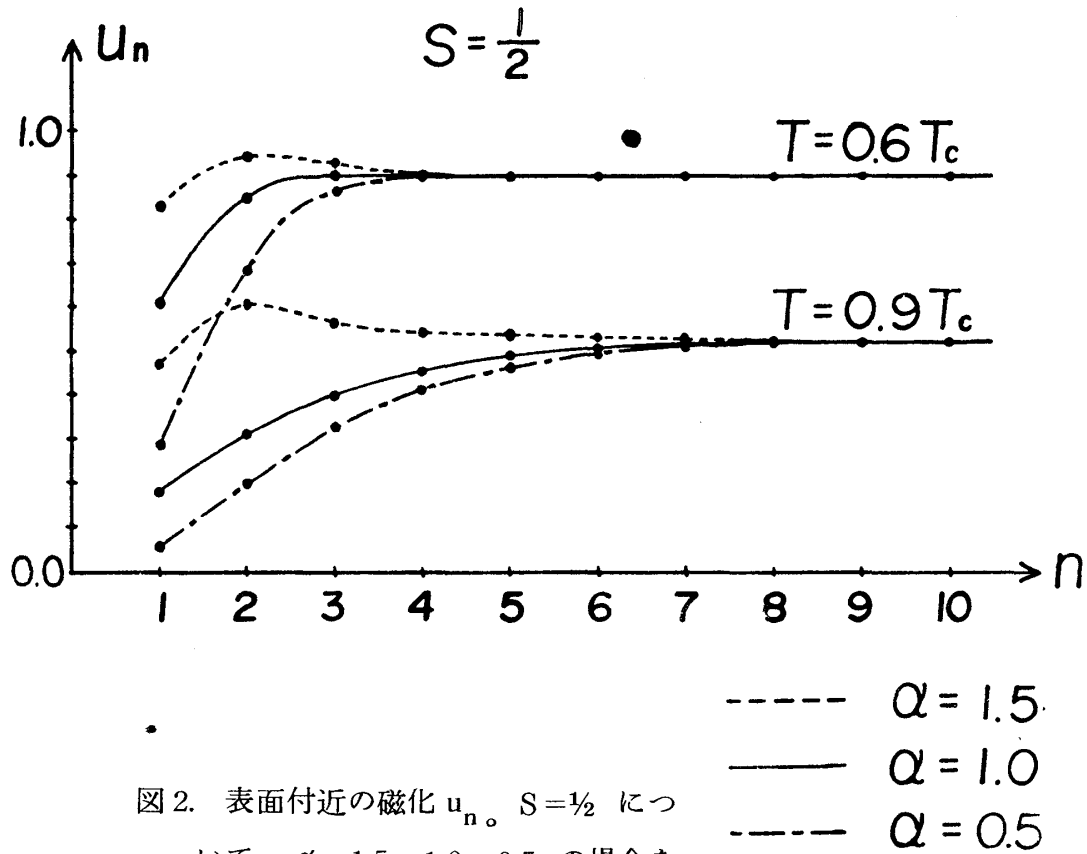


図2. 表面付近の磁化  $u_n$ 。  $S = \frac{1}{2}$  について、  $\alpha = 1.5, 1.0, 0.5$  の場合を示す。

長さは  $S_A = S_B = \frac{1}{2}$  とする。又、交換積分は  $J_A, J_B$  と書く。この場合にも  $u_n$  について (1) と同様な式を作ることができ、且つ、解くことができる。接合面での交換積分  $J'$  は  $J' = \alpha \cdot J_B$  と書き、  $\alpha$  をパラメーターにする。第3図に、  $u_n$  を  $\alpha = 1.0, 0.6, 0.3$  について、  $T = 0.9 T_A, 0.5 T_B, 0.9 T_B$  の場合に示している。特徴的なことは、A スピンも B スピンも夫々互いに他のスピンの大きさにひきずられて境界付近のスピンの大きさは内部のそれと異っているということである。  $n \rightarrow \infty$  のところで、  $u_n = u_B - c_B e^{-\lambda_B n}$ ,  $u_{-n} = u_A - c_A e^{-\lambda_A n}$  と書ける。  $1/\lambda_A, 1/\lambda_B$  の温度変化を第4図に示す。  $T = T_B$  で  $1/\lambda_B$  が、又、  $T = T_A$  で  $1/\lambda_A$  が、異常を示すことが見られる。これらはよく知られた correlation length の critical anomaly に対応するものと考えられる。第5図に  $T \cong T_A$  での  $u_n$  を示す。  $T = T_A$  で  $u_n^A = 0$  の筈だが、B があるために、境界付近だけでなくA の内部でも  $u_n$  が消えないことが判る。

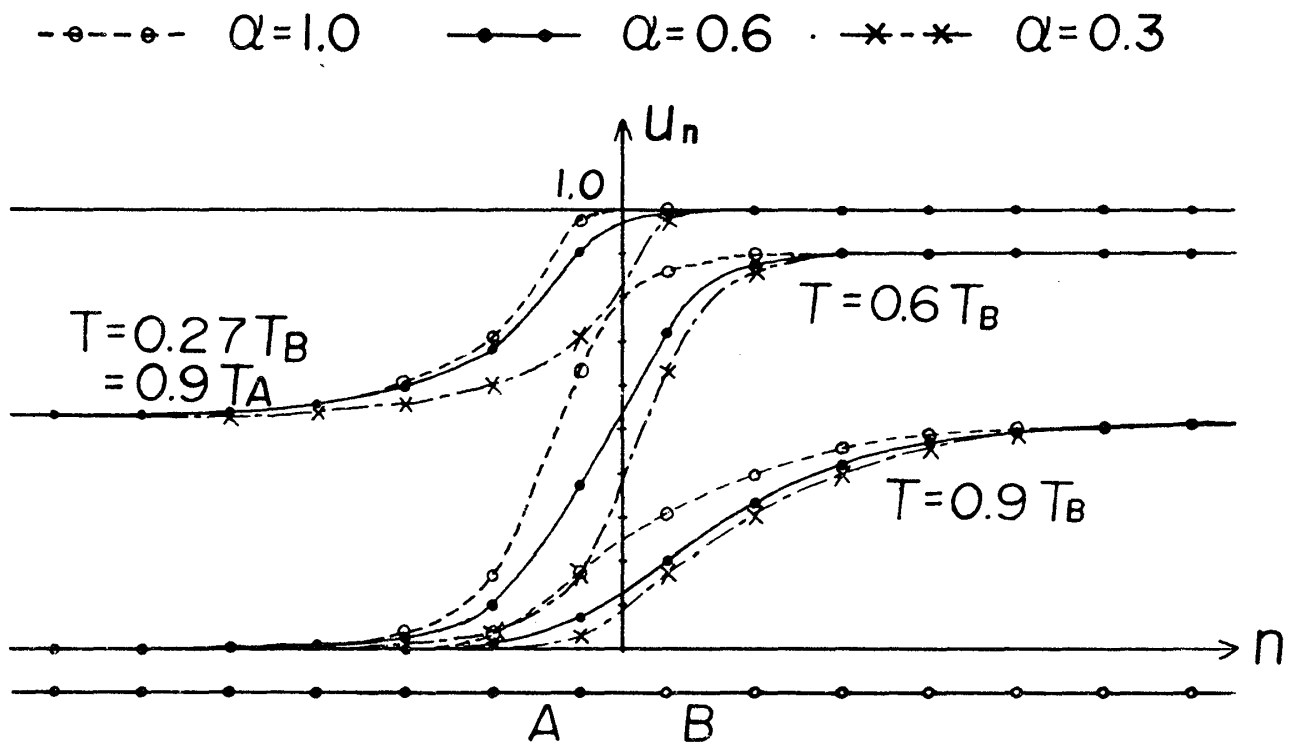


図 3. 二種類の結晶の境界付近の磁化。各々、 $\alpha = J'/J_B$  が  
 $1.0 (J' = J_B)$ ,  $0.6 (J' = 0.6 J_B = 2.0 J_A)$ ,  $0.3 (J' = J_A)$   
 の場合を示す。

#### § 4. 結 び

ここではスピンの長さを分子場  
 近似の範囲で計算したが、比較す  
 る実験が乏しい為、この計算が基  
 礎とした仮定が正しいかどうかは  
 不明である。もっと精密な実験が  
 発表されたら、我々の計算も意味  
 が出て来ると思われる。

この計算のテーマは、学部 4 年  
 生の特別研究として与えられた。

なお、第 2 図、第 3 図、第 6 図  
 では曲線で  $u_n$  が表わされている

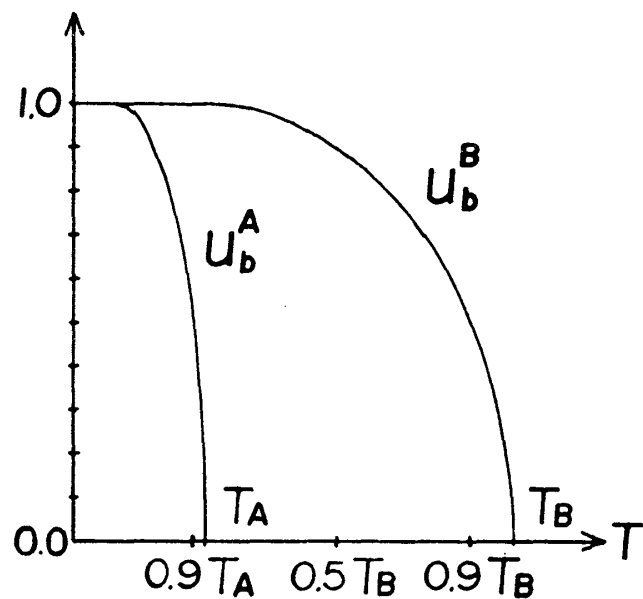


図 4. A, 及び, B の結晶の磁化の  
 Bulk value  $u_b$ 。

神 康晴

が、これには大意はない  
のであって、求めた  $u_n$   
の各点をなめらかにつな  
いだに過ぎないことをつ  
け加えておく。

最後に、計算の各段階  
において、永井教授の助  
言を頂いたことに感謝し  
ます。

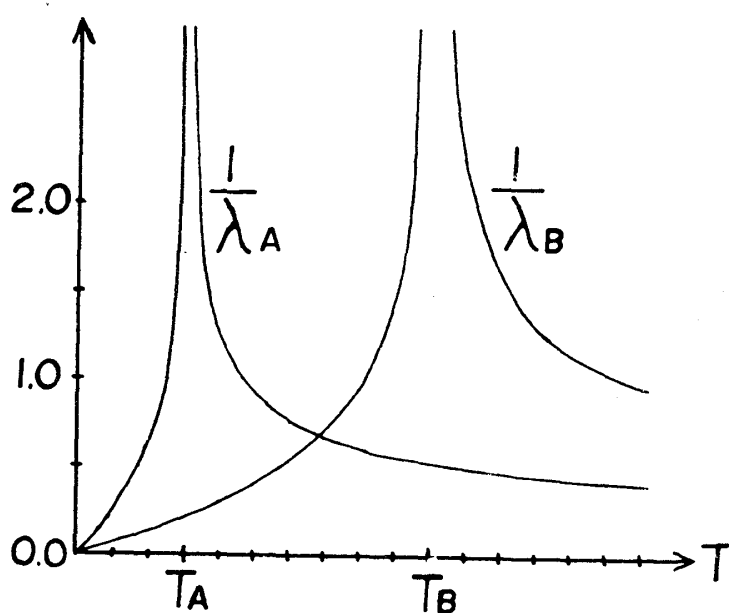


図 5. A, 及び, B の結晶の correlation  
length の温度の関係

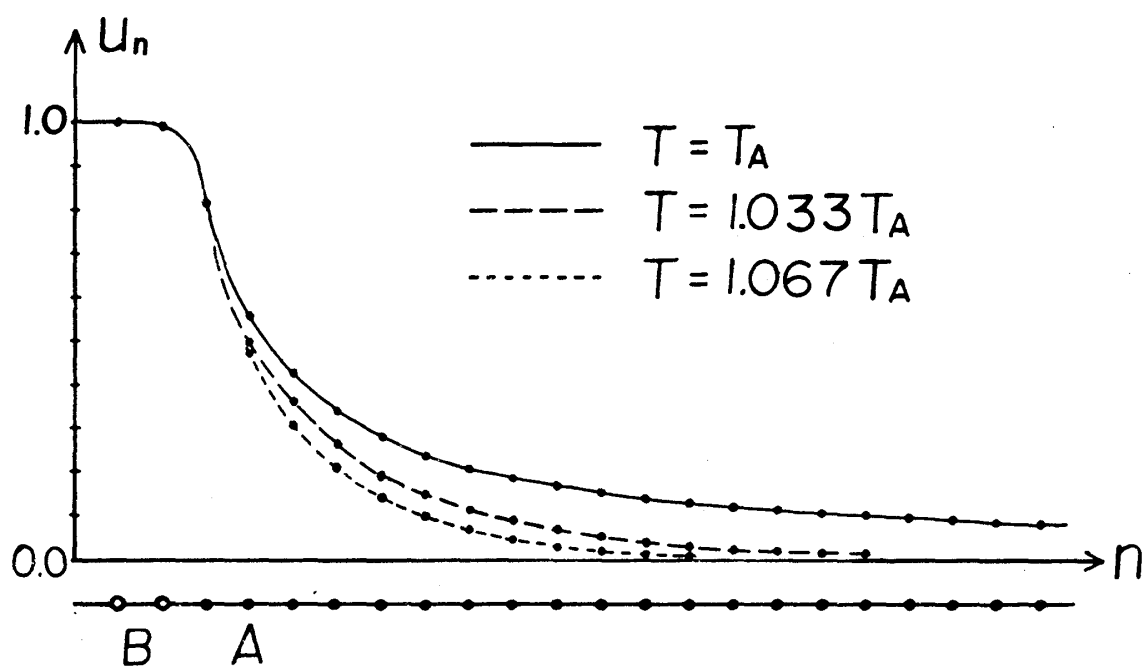


図 6. 結晶 A の Curie 温度  $T_A$  付近の磁化の様子。  
 $\alpha$  は 0.55 にとった。

参 考 文 献

- 1) P. W. Palmberg, R. E. De Wames and L. A. Vredevoe : Phys. Rev. Letters **21** (1968) 682.
- 2) K. Sattler and H. C. Siegmann : Phys. Rev. Letters. **29** (1972) 1565.
- 3) K. Binder and P. C. Hohenberg : Phys. Rev. B **6** (1972) 3461.
- 4) T. Takeda and H. Fukuyama : J. Phys. Soc. Japan **40** (1976) 925.
- 5) 岡村好庸 : 修士論文 (神戸大学) 昭和 50 年.